

Os primeiros objetos do universo

INTRODUÇÃO

E

m 15 de janeiro de 1996 Robert Williams, diretor do telescópio espacial Hubble, publicou no *Hubble Deep Field* a notícia de que pela primeira vez havia se obtido uma fotografia de objetos em *redshifts* muito altos. A morfologia desses objetos mostrou-se bem diferente da dos objetos de baixos *redshifts*. Após essa publicação surgiu um grande interesse na comunidade científica no intuito de entender a formação dos primeiros objetos do universo.

Os primeiros objetos começaram a se formar em $z \sim 1070$ (onde z é o *redshift*), na época de recombinação, quando átomos ionizados, principalmente o hidrogênio, recombinaram-se com elétrons e formaram átomos neutros. Para *redshifts* mais altos os fótons se espalharam nos elétrons livres criando uma grande pressão, impedindo que as flutuações de densidade bariônica (átomos conhecidos) se colapsassem. Somente para *redshifts* abaixo de 1070, quando a probabilidade de um fóton ser espalhado por um átomo neutro era muito pequena, como consequência a pressão de radiação era muito pequena, as flutuações de densidade de bárions puderam se colapsar.

No modelo padrão, as flutuações de densidade no universo foram formadas na época da inflação. Depois da época da inflação até a época da equipartição ($z \sim 10^4$), quando a densidade de radiação foi igual à densidade de matéria (bariônica e não-bariônica), a radiação impedia que a densidade de matéria se colapsasse. Após a época da

REUVEN OPHER
é professor
do Departamento
de Astronomia
do IAG-USP.

equipartição a matéria não-bariônica, que não interagia com os fótons, passou a poder colapsar. Na chegada da época da recombinação as flutuações não-bariônicas se colapsaram parcialmente formando poços gravitacionais. A densidade de matéria não-bariônica é aproximadamente dez vezes maior do que a densidade bariônica. Depois da época da recombinação a matéria bariônica caiu dentro dos poços gravitacionais de matéria não-bariônica.

Depois da época da recombinação $z \sim 1070$, permaneceram suficientes elétrons livres para que os fótons tivessem a mesma temperatura da matéria bariônica até $z \sim 140$. Para *redshifts* menores, a temperatura bariônica não ficou mais dependente da temperatura da radiação cósmica de fundo.

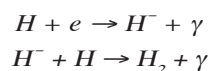
A temperatura da matéria bariônica cria uma pressão que evita o colapso. Por outro lado, a força gravitacional age contra essa pressão. Para massas suficientemente grandes, a força gravitacional atrativa superou a força repulsiva devido à pressão. Essa massa é chamada a massa de Jeans, massa na qual a força gravitacional se iguala à força devido à pressão. Entre os *redshifts* $z \sim 1070$ e $z \sim 140$, a massa de Jeans foi $\sim 10^5$ massas solares. Para *redshifts* menores que 140, a massa de Jeans decresceu com $(1 + z)^{3/2}$.

Massas maiores que a massa de Jeans colapsam. Mas o universo está se expandindo. O colapso gravitacional superou a expansão do universo quando a densidade média do objeto foi maior de ~ 1.68 vez a densidade média do universo. Depois a temperatura aumentou adiabaticamente até o objeto possuir uma densidade ~ 178 vezes a densidade média do universo. Nesse estado, chamado estado virializado, a temperatura do objeto foi suficientemente alta para a pressão se equilibrar com a força gravitacional. Nesse estado a temperatura é ~ 10 - 100 mil K e são necessários mecanismos para esfriar o plasma para formar estrelas. Para formar estrelas de aproximadamente uma massa solar precisamos de uma temperatura ~ 10 K para a massa de Jeans ser equivalente a essa massa.

O plasma esfria principalmente devido a

colisões com átomos que são excitados e depois desexcitados pela emissão de fótons. Não existiam elementos pesados como oxigênio, silício e ferro no universo primordial. O principal elemento responsável pelo esfriamento foi o hidrogênio. Átomos de hidrogênio podem esfriar bem a temperaturas acima de 10.000 K, mas, para temperaturas mais baixas, a eficiência cai rapidamente. Para temperaturas abaixo de 10.000 K (a massa de Jeans é 10^8 massas solares) moléculas de hidrogênio esfriam bem até temperaturas ~ 100 K (massa de Jeans é 10^5 massas solares) quando as moléculas perdem sua eficiência de esfriamento.

O processo principal de formação de moléculas de hidrogênio H_2 é



As moléculas são destruídas principalmente por fótons com energia 11.26 - 13.6 eV onde o gás recombinado primordial é transparente. Fótons com energia acima de 13.6 eV têm dificuldade em penetrar no gás, pois eles podem ionizar os átomos de hidrogênio. O fluxo de fótons de 11.2 - 13.6 eV para dissociar todas as moléculas de hidrogênio foi 10% do fluxo de 13.6 eV necessário para ionizar todos os átomos.

Sabemos que o gás entre as estrelas e galáxias foi reionizado no *redshift* ~ 6 e permaneceu ionizado até hoje. O que reionizou o universo?

Observamos, na formação de estrelas, que a distribuição de estrelas em função de Initial Mass Function (IMF) é aproximadamente universal. As estrelas entre 10 - 50 massas solares (estrelas O e B) são responsáveis pela produção de elementos pesados (como oxigênio e ferro) e também pela produção de fótons ionizantes de energia ~ 20 eV. Para produzir a metalicidade equivalente a 10% da metalicidade solar, que está sendo observada em objetos de alto *redshift*, produzimos mais fótons ionizantes do que é necessário para reionizar o universo.

A massa de Jeans é proporcional a $V_s^3/\rho^{1/2}$, onde V_s é a velocidade do som e ρ é a densidade do meio. Para um colapso

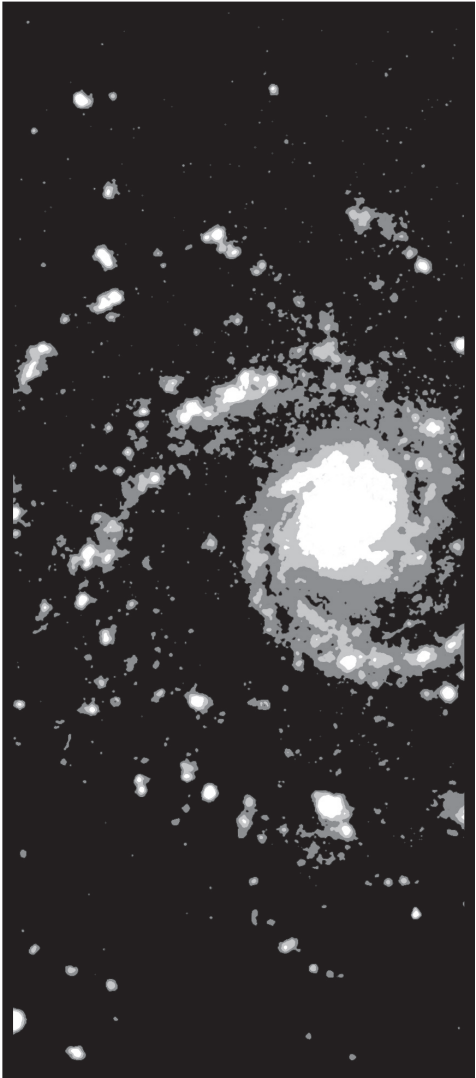
isotérmico, V_s é constante. No colapso de um objeto, ρ está aumentando e a massa de Jeans diminuindo no caso isotérmico (o objeto é transparente e os fótons podem escapar). Quando o objeto torna-se opaco e os fótons não podem mais escapar, o colapso é adiabático. Nesse caso, quando o objeto colapsa, a densidade e a massa de Jeans aumentam.

As evidências de que o universo foi reionizado são conhecidas há quarenta anos. O processo é denominado efeito Gunn-Peterson. Quasares emitem fótons de energia maiores que 13.6 eV. Se o universo não fosse reionizado, esses fótons seriam facilmente absorvidos. A probabilidade de um fóton ser absorvido (profundidade óptica) é $f \times 6.45 \times 10^5 \times (1+z/10)^{3/2}$, onde f é a fração de átomos não-ionizados. O fato de poder-

mos ver os fótons de energia > 13.6 em quasares até $z \sim 5$ indica que $f < 10^{-5}$. Então o universo foi reionizado em $z > 5$, mas o que ocasionou esse processo?

Antes de o universo ser reionizado, $z > 5$, fótons de Lyman Alpha foram espalhados de forma ressonante por átomos de hidrogênio. Depois de uma distância de ~ 11 Mpc, devido à expansão do universo, os átomos tinham uma velocidade relativa em relação ao átomo emissor tal que os fótons não podiam ser mais espalhados e puderam chegar até nós. Então os primeiros objetos, independentemente de sua constituição, vão nos parecer ter o tamanho de 11 Mpc. Além disso, esses fótons serão altamente polarizados. Um objeto do tamanho de 11 Mpc em $z \sim 6$ define um ângulo de ~ 15 segundos de arco.

Na formação dos primeiros objetos, 4 átomos de hidrogênio formaram um átomo de hélio, e para cada átomo de hidrogênio 7×10^6 eV de energia foram liberados. Então, mais de 10^5 fótons ionizantes (13.6 eV) foram liberados para cada átomo de hidrogênio.



FORMAÇÃO DAS PRIMEIRAS ESTRELAS E GALÁXIAS

Crescimento de flutuações de densidade de matéria escura

A taxa de crescimento de uma flutuação de densidade depende não somente do fator de escala cosmológico $a(t)$, mas também da densidade de matéria escura, a curvatura do universo e a densidade do vácuo. Se a densidade de matéria domina, o crescimento é proporcional a $a(t)$. Uma flutuação de densidade vai colapsar quando ela atingir o valor de 1,686. Por exemplo, uma nuvem de massa $M = 10^4$ massas solares atingiu esse valor no *redshift* $z = 10$. Isso supondo flutuações gaussianas e uma

flutuação de 1σ . Para flutuações de 2σ ela colapsou em $z = 20$ e para 3σ em $z = 30$.

O colapso das nuvens

Uma das questões fundamentais na formação das primeiras estrelas é o que acontece no colapso das nuvens de 10^{-10^3} massas solares. Estrelas com mais de 250 massas solares colapsaram formando buracos negros. Estrelas com massa $M \sim 100\text{-}250$ massas solares explodiram devido à instabilidade da produção de pares. Essas estrelas formaram supernovas e produziram elementos pesados (Bond et al., 1984). Estrelas com massa $M \sim 35\text{-}100$ massas solares produzem buracos negros e $M \sim 10\text{-}35$ massas solares supernovas do tipo II.

Três grupos fazem cálculos numéricos simulando o colapso e a fragmentação das primeiras nuvens criando estrelas: Abel et al., 1998; Bromm et al., 1999; e Nalcamara & Umemura, 1999. Eles acharam:

- 1) Colapso de picos de 3σ de flutuações de densidade em $z \sim 30$;
- 2) A razão H_2/H aumenta de 10^{-6} até 10^{-3} ;
- 3) O aumento do H_2 esfria o gás para formar um disco de $T \sim 200\text{-}300$ K;
- 4) Condensações se formam com temperaturas de $T \sim 1000$ K com a massa de Jeans (M_J) ~ 1000 massas solares.

O colapso não continua em virtude de o tempo de esfriamento do H_2 ser maior que o tempo de colapso para $n > 10^4/\text{cm}^3$.

Uehara et al. (1996) argumentaram que estrelas com massa < 1 massa solar não podem se formar no universo primordial.

Bromm et al. (1999), seguindo o colapso de uma nuvem de 10^6 massas solares, com um espectro de perturbações de densidade independente do tamanho e o momento angular $\sim 5\%$ do momento angular inicial, acharam que a nuvem fragmentou até uma nuvem de $M \sim 10^3 M_\odot$, densidade $n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ e temperatura $T \sim 500$ K. Eventualmente esse objeto formou um buraco negro de $\sim 10^2 M_\odot$ e o resto formou um envelope estendido isotérmico.

Número de objetos de matéria escura

A expressão para o número de objetos de matéria escura de massa M por Mpc^3 em função do *redshift* z foi dada por Press e Schechter (1974). Para $M/M_\odot = 10^6$, por exemplo, obtemos um objeto no volume de um Mpc^3 no *redshift* $z = 30$, mas para $M/M_\odot = 10^9$ temos um objeto por Mpc^3 somente no *redshift* $z = 10$.

Os primeiros objetos

Para uma dada massa [$100 < M/M_\odot < 1000$] os objetos da Pop III (sem metais) possuem a mesma luminosidade ($\sim 10^6\text{-}10^{7.5} L_\odot$) dos objetos da Pop I com metalicidade de estrelas em nosso disco, porém são pouco mais quentes com uma temperatura efetiva $\sim 10^5$ K, no lugar de $10^{4.75}$ K.

A próxima geração de telescópios NGST (Next Generation Space Telescope) terá uma sensibilidade menor que 1 nJy ($10^{-32} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$) e vai operar na faixa de $\lambda \sim 1\text{-}3.5 \mu$, com uma resolução de $\theta_{\min} \sim 0.06''$. O NGST está sendo construído, principalmente, para observar os primeiros objetos.

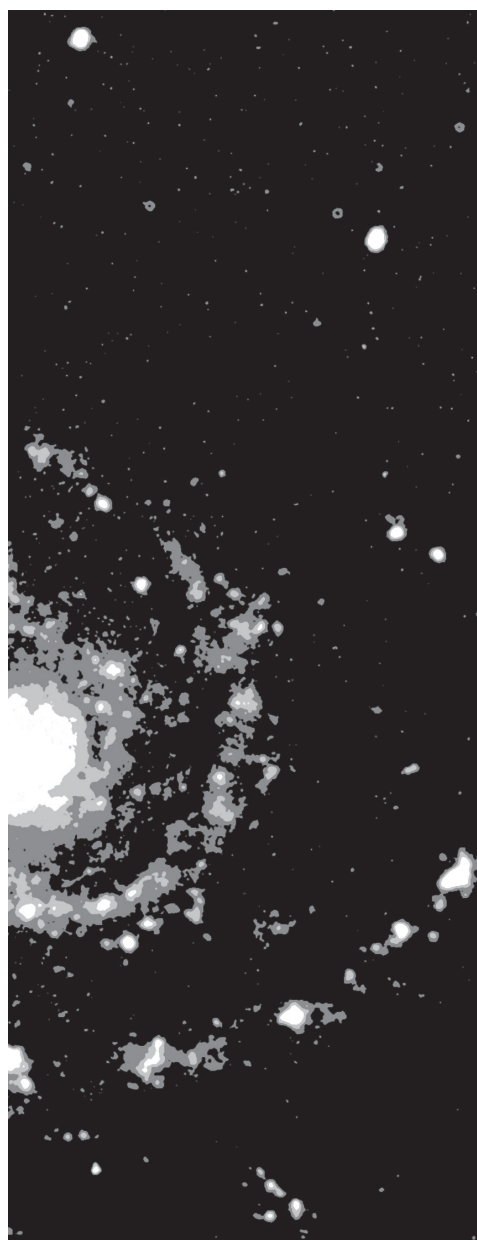
A interação fóton-plasma (IFP) foi levada em conta na formação dos primeiros objetos por Araújo e Opher (1988, 1989, 1990, 1991, 1993). A IFP não deixa o plasma se movimentar livremente. Fizeram cálculos que começaram de $z \sim 1000$ até o colapso do objeto.

Reionização do universo

Podemos identificar o *redshift* de reionização do universo a partir da taxa de formação de estrelas (Barkana & Loeb, 2000). A taxa de formação de estrelas precisa exibir uma queda distinta acerca do *redshift* de reionização quando as regiões HII no meio intergaláctico ao redor das fontes ionizadas individuais se superpõem.

A queda é devida ao aumento da temperatura do meio intergaláctico quando foi fotoionizado e à conseqüente supressão na formação de estrelas.

A primeira evidência para o *redshift* da reionização do universo foi obtida por Diorgovski et al. (2001) e Becker et al. (2001). Eles usaram o Sloan Digital Sky Survey (SDSS) e observaram quasares em $z = 6.28, 5.99$ e 5.82 . Eles acharam alta absorção por hidrogênio neutro em $z = 6.28$. A depressão devida à absorção foi por um fator de $1/150$. Para $z = 5.82$ a absorção foi muito menor.



Lyman-Alpha Forest

As nuvens de mais alto *redshift* conhecido são chamadas de “Lyman-Alpha Forest”. São nuvens não totalmente ionizadas que se encontram entre nós e os quasares. Essas nuvens espalham os fótons de Lyman-Alpha emitidos pelos quasares. Para densidades menores que 10^{14} partículas/cm³, elas estão na forma de lençóis, para densidades entre 10^{14} e 10^{15} cm⁻³ possuem formas de filamentos e para densidades maiores que 10^{15} cm⁻³ estão na forma de esferas. Essas nuvens nos dão informações sobre o conteúdo bariônico do universo (através da abundância primordial de D) e a radiação intergaláctica que contribui para ionização de nuvens e galáxias.

Vazios de galáxias

Parece que os grandes vazios de galáxias foram formados por explosões primordiais. Essas explosões produziram ondas de choque que foram seguidas por regiões de plasma quente. Miranda e Opher (1996, 1997) desenvolveram um modelo que pode explicar a formação de grandes vazios. As ondas de choque criaram campos magnéticos paralelos às paredes de vazios de galáxias (Miranda, Opher & Opher, 1998).

Buracos negros

Em geral, esperamos no colapso de nuvens massivas, devido ao momento angular médio da nuvem, que se forme um disco com $\sim 10^6$ raios de Schwarzschild. Mas a distribuição no espaço de fase do momento angular J é proporcional a J^3 . Então, 5×10^{-3} das nuvens primordiais podem colapsar diretamente em buracos negros (Bakana & Loeb, 2001).

A fusão de dois buracos negros exige a perda de momento angular para as estrelas para grandes distâncias de separação e a perda do momento angular para ondas gravitacionais para pequenas distâncias de

separação (Begelman, Blandford & Rees, 1980).

Propriedades gerais de um buraco negro, como fonte de energia de um núcleo ativo de galáxia, são:

- Raio de Schwarzschild = $3 \times 10^{13} M_g \text{ cm}$,
[$M_g = M/10^8 M_\odot$]
- Luminosidade (L) = $1.3 \times 10^{46} M_g \text{ erg s}^{-1}$
- Tempo de vida [Mc^2/L] = 4×10^8 anos
- Temperatura (de corpo negro com luminosidade L) = $5 \times 10^5 M_g^{-1/4} \text{ K}$
- B (Campo magnético) = $4 \times 10^4 M_g^{-1/2} \text{ G}$,
[$L = (B^2/8\pi)c$]

Gamma Ray Bursts

Examinando o espectro de GRBs (Gamma Ray Bursts) esperamos que o fluxo no infravermelho em um tempo fixo após a explosão seja uma função fraca do *redshift*. Por exemplo, um dia depois da explosão numa faixa de comprimento de onda $\lambda = 2 \mu\text{m}$, o fluxo é 10^5 nJy para *redshifts* de $z = 5-15$, e 10^4 nJy 10 dias após (Ciardi & Loeb, 2000).

Estrelas

Larson (1999) argumentou que, se temos mais estrelas massivas na IMF (Initial Mass Function) usada agora em *redshifts* $z > 10$, podemos explicar:

- 1) A metalicidade aumenta com a massa da galáxia;
- 2) Mais metalicidade no centro da galáxia;
- 3) Quasares podem ser ricos em metais.

Observações indicam que a taxa de formação de estrelas SFR (Stellar Formation Rate) aumenta com o *redshift*: $\sim 0.01 M_\odot \text{ ano}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ para $z \sim 0$ e $0.15 M_\odot \text{ ano}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ para $z \sim 1-3$ (Blain et al 1999).

O fundo de infravermelho poderia ser criado pela poeira nas regiões de formação estelar (Larson, 1999).

Para a taxa de formação de estrelas (SFR) temos a lei de Schimidt

$$\frac{d\rho_*}{dt} \sim \rho_g^N \quad (N \sim 3/2),$$

$$\sim \rho_g / t_{\text{col}} \quad (t_{\text{col}} \sim \rho_g^{-1/2}),$$

onde ρ_* é a densidade de estrelas, ρ_g a densidade do gás e t_{col} o tempo para o colapso. Se a espessura do disco é constante, o SFR por área do disco é:

$$SFR = 2.5 \times 10^{-4} M_\odot \text{ ano}^{-1} \text{ kpc}^{-2} \left[\frac{\Sigma}{1 M_\odot \text{ pc}^{-2}} \right]^{3/2},$$

onde Σ é a densidade por área do disco (Kennicutt, 1998).

A importância do aquecimento por ondas Alfvén de discos de acreção por estrelas jovens foi levada em conta por Vasconcelos, Jatenco-Pereira e Opher (2001). Em particular, estudaram o aquecimento por amortecimento não linear das ondas Alfvén. A frequência média das ondas foi $\sim 10\%$ da frequência íon-ciclotron e a amplitude das ondas foi $\sim 0.2\%$ da velocidade de Alfvén.

Zinneker (2003) discutiu os problemas não resolvidos na formação de estrelas. Uma coisa fundamental é a IMF (Initial Mass Function), que descreve a distribuição das massas no início da formação de um grupo local de estrelas no mesmo tempo. Foi introduzida por Salpeter (1955) antes de cinquenta anos $dN/dM \sim M^{-2.35}$, originalmente definido entre $0.4-10 M_\odot$. Sabemos agora que a dependência para $M < M_\odot$ possui uma distribuição $dN/dM \sim M^{-\beta}$, com $\beta \ll 2.35$. Para $M < 0.08 M_\odot$, a menor massa capaz de queimar hidrogênio, temos que β talvez seja até negativo. A evidência indica que para $M > 1 M_\odot$, o expoente 2.35 é quase universal, apesar das flutuações de $\sim 30-50\%$. A dependência em metalicidade ainda não é clara.

A origem de estrelas massivas ($M > 10 M_\odot$) é outro grande problema. Elas formam supernovas do tipo II que espalham metais no universo. Supernovas, ventos estelares massivos e regiões HII, devido às estrelas massivas, podem iniciar a formação de novas estrelas massivas.

Para entender como a IMF varia com a mudança de ambiente, é útil escrever a IMF na forma:

$$\frac{dN}{dM} \sim M^{-\alpha} [1 - e^{-(M/M_p)^\beta}]$$

Podemos assim examinar como o ambiente afeta α , β e M_p . Em geral, temos o valor de Salpeter $\alpha \sim 2.35$. A massa do pico da distribuição, M_p , está na faixa $\sim 0.1-0.6 M_\odot$. Luhman et al. (2000), estudando regiões que estão formando estrelas agora, regiões jovens, sugeriram que perto do limite de queima do hidrogênio ($M \sim 0.08 M_\odot$) estrelas não se formam com a mesma eficiência de estrelas de massas maiores. Os valores para M_p e β são $M_p = (0.35 \pm 0.04 M_\odot)$ e $\beta = 2.6 \pm 0.03$.

Observações indicam que para protoestrelas com $0.01 \leq M \leq 5 M_\odot$ ocorre acreção em um disco de acreção que está sob a influência do campo magnético de uma protoestrela, forçando a matéria a acretar e seguir as linhas de campo magnético da protoestrela. Calvet e Muzerale (2003) acharam a taxa de acreção $\dot{M} \sim \dot{M}_*$, onde M_* é a massa da protoestrela. Os mecanismos físicos que regem essa relação ainda não estão completamente conhecidos. Um mecanismo importante é o processo de transporte de momento angular para fora, que precisa ser ativo para se ter acreção de matéria. A descoberta recente da correlação entre a luminosidade de raio-X e a massa da protoestrela M_* precisa ser importante, afetando o grau de ionização no disco, exigido pela instabilidade magneto-rotacional, o mecanismo mais aceito para criar acreção. O campo magnético das protoestrelas, chamadas estrelas T-Tauri, é \sim alguns kG, isto é, ~ 3000 G (Johns-Krull et al., 1999; Guenther et al., 1999) e a taxa de acreção de massa (Gullbrung et al., 1998; Hartmann et al., 1998) é $\sim 10^{-8} M_\odot \text{ ano}^{-1}$.

As evidências indicam que a acreção e a ejeção de matéria de protoestrelas são altamente variáveis no tempo (Hartmann, 2003). A indicação é que a taxa de matéria caindo em um disco de acreção é maior do que a taxa de acreção do disco. Então, a acreção em cima de protoestrelas acontece em “*bursts*”.

Dougados et al. (2002) discutiram a origem de jatos em protoestrelas. A resolução de $0.1''$ de arco corresponde a 14 AU

para as estrelas T Tauri. Em geral, observamos que a largura de um jato tem seu início em ~ 15 AU de um disco de acreção.

Mardone (2003) discutiu as observações sobre acreção em protoestrelas. Estrelas são formadas pela contração gravitacional de gás em caroços densos de nuvens moleculares.

Os processos físicos importantes na formação de estrelas foram resumidos por Evans (1999) e Garay e Lizano (1999).

Existem basicamente dois cenários para formar estrelas massivas:

- 1) Coalescência de estrelas de baixa massa em um aglomerado denso (Bonnel, Bate & Zinnecker, 1998). Este modelo é apoiado pelo fato de que estrelas massivas não são formadas isoladamente;
- 2) Existe uma taxa de acreção suficientemente alta para prevenir a formação de uma grande região de HII (Osaro, Lizano & D'Alessio, 1999; Maeder & Bekevel, 2002; Yorke & Sonnhalter, 2002). Um exemplo é a fonte IRAS 16272-4837, que possui uma taxa de acreção $\sim 10^{-3} M_\odot \text{ ano}^{-1}$ (Garay et al., 2002).

Opher (2003) discutiu o assunto de ondas Alfvén (AW) em discos de acreção (AD) e jatos em protoestrelas. Foi mostrado que AW são importantes nos discos e jatos de protoestrelas. Ondas Alfvén podem ser criadas pela turbulência nos discos de acreção e na magnetosfera da protoestrela. Jatos, bem como o aquecimento da região central de discos de acreção, podem ser devidos à transferência de energia por ondas Alfvén. Opher discutiu o aquecimento de discos de acreção, a magnetosfera da protoestrela e a criação do jato de protoestrela por ondas Alfvén. Também Opher discutiu como ondas Alfvén podem resolver os problemas de energia e momento angular de protoestrelas.

Galáxias

O raio do disco das galáxias espirais é $\sim 3\%$ do raio virial. Nós não entendemos a

física que determina o raio do disco. Esperamos que a fusão de galáxias deposite uma grande quantidade de gás no centro da galáxia (Mikas & Hernquist, 1996).

Existe uma incerteza sobre a fração de radiação ionizante que escapa das galáxias. Essa radiação é produzida por estrelas do tipo O e B. Na Via Láctea, a porcentagem é de $\sim 3\text{--}14\%$.

Dekel (2004) discutiu a bimodalidade na formação de galáxias no universo primordial. Recentes estudos de distribuição de galáxias (SDSS e 2dF Surveys) colocam as galáxias em dois grandes grupos divididos por uma massa estelar de $\sim M_{\text{crit}} = 3 \times 10^{10} M_{\odot}$, com uma velocidade virial $V \sim 100 \text{ km/s}$. Galáxias menores possuem discos azuis e uma população estelar jovem. O brilho superficial, a metalicidade e a velocidade decrescem com M_* menor. Galáxias com massas $> M_{\text{crit}}$ são esferóides vermelhos com uma população velha. Os brilhos superficiais e a metalicidade não aumentam com M_* . Eles possuem frequentemente núcleos ativos de galáxias (AGN – Active Galactic Nuclei). Em pequenas escalas os discos são formados devido à queda de gás frio no disco, e as explosões de supernovas regulam a formação estelar. Em grandes escalas, o gás que cai está aquecido por um choque virial, e a formação estelar é suprimida devido à atividade de AGNs. Um limite superior de massa de galáxias é $M \sim 10^{12} - 10^{13} M_{\odot}$ com $V \sim 300 \text{ km/s}$ devido ao tempo de esfriamento de *bremsstrahlung* \approx tempo dinâmico (para queda do gás). Choques viriais só existem para massas $> M_{\text{crit}}$. Para massas $< M_{\text{crit}}$ o gás fica frio caindo no disco.

Uma galáxia em *redshift* $z \sim 10$ foi observada (Pello et al., 2004). Uma lente gravitacional, o aglomerado de galáxias Abell 1835, foi usada. A luz foi amplificada ~ 25 vezes. Em $z = 10$ o universo tem uma idade de $\sim 470 \times 10^6$ anos ou $\sim 3\%$ da idade do universo hoje, que é de $\sim 13.7 \times 10^9$ anos. A galáxia foi observada no infravermelho próximo. A galáxia é chamada de Abell 1835 IR 1916. Apesar de a taxa de formação de estrelas ser alta, temos muito pouca evidência de poeira. A massa em estrelas na galáxia é

$\sim 8 \times 10^6 M_{\odot}$, ou $\sim 10^{-4}$ da Via Láctea. A massa de matéria não-bariônica (matéria escura) é $\geq 5 \times 10^8 M_{\odot}$. O *redshift*, $z \sim 10$, foi determinado de duas formas:

- 1) O fluxo de galáxias é ~ 0 até um comprimento de onda $\sim 1.35 \mu$ quando o fluxo sobe até $\sim 0.3 \mu \text{ Jy}$ (isso é característico de uma galáxia em $z \sim 10$ cujos fótons com energia $>$ Lyman Alpha são absorvidos);
- 2) Uma linha $\sim 1.35 \mu$, o que corresponde a Lyman Alpha em $z \sim 10$.

A metalicidade é $\sim 20\%$ solar, o que corresponde a uma taxa de formação estelar constante para $\sim 3 \times 10^6$ anos.

Galáxias anãs

A fotoevaporação de galáxias anãs e aglomerados globulares com velocidade de dispersão $\sigma < 10 \text{ km/s}$ foi muito fácil durante a época da reionização. Por isso esses objetos provavelmente foram formados recentemente (Barkana & Loeb, 1999). Para z (reionização) = 8, 100% de massa foi perdida para objetos com $\sigma \sim 5 \text{ km/s}$ e 20% para $\sigma \sim 13 \text{ km/s}$.

Aglomerados de galáxias

Aglomerados de galáxias compactas atingem densidades de 10^6 galáxias/ Mpc^3 . Ainda não é claro por que esses objetos não colapsam formando uma só galáxia enorme.

Esperamos que na formação dos aglomerados de galáxias tenham ocorrido choques de acreção que aceleraram os raios cósmicos criando radiação síncrotron na faixa de microondas. Nas escalas menores que 1 grau, as flutuações na radiação de fundo, devido a essa fonte de radiação, possuem uma temperatura

$$\Delta T \sim 40 \mu K \left[\frac{\epsilon_{\beta}}{0.01} \right] \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{-3},$$

onde ϵ_{β} é a fração magnética da densidade de energia pós-choque e ν é a frequência

(Waxman & Loeb, 2000). Usa-se a função de distribuição de massa de Press-Schechter para descrever a abundância de aglomerados em função do *redshift*.

Os elétrons acelerados pelos choques de acreção na formação de aglomerados de galáxias interagindo com os fótons de radiação cósmica de fundo produzem radiação de raios gama (Tatani & Kitayana, 2000).

O fator de Lorentz de elétrons acelerados é:

$$\gamma_e = 1,2 \times 10^8 (1+z)^{-2} B_{\mu G}^{1/2} V_{c,3},$$

$$V_{c,3} = \text{velocidade de choque} / 1000 \text{ km s}^{-1},$$

onde o campo magnético em μG é

$$B_{\mu G} = 0.17 \left[\frac{\epsilon_\beta}{0.001} \right]^{1/2} \left[\frac{M}{10^{15} M_\odot} \right]^{1/3} (1+z)$$

M é a massa do aglomerado. A radiação produzida vai de $E_\gamma = 36 [\gamma_e / 200]^2 \text{ eV}$ até $E_\gamma = 89 \gamma_e^2 \text{ GeV}$. Choques de acreção na formação de aglomerados foram discutidos por Fox e Loeb (1997) e Blasi et al. (2000).

A aceleração de partículas por choques, levando em conta a pressão devida às ondas Alfvén criadas e a pressão de raios cósmicos produzidos, foi calculada por Medina-Tanco e Opher (1990).

ORIGEM DE CAMPOS MAGNÉTICOS E SUA IMPORTÂNCIA NA FORMAÇÃO DOS PRIMEIROS OBJETOS

Introdução

O campo magnético médio em galáxias é de $4 \mu G$ em M33, $12 \mu G$ em NGC 946 e $19 \mu G$ em NGC 2276 (Zweibel & Heiles, 1997). Nas galáxias, a energia no campo uniforme é 67% do campo randômico. Somente nas regiões onde existe muita for-

mação de estrelas podemos ter um baixo valor até 5% de campo randômico. Campos magnéticos coerentes de $\sim 30 \mu G$ sobre distâncias $\sim 50\text{-}100 \text{ kpc}$ são observados em aglomerados de galáxias (Taylor & Perley, 1993; Kronberg, 1994).

Uma revisão de campos magnéticos foi feita por Kronberg (2002) recentemente. A emissividade $\epsilon(\nu)$ de uma fonte astrofísica em radiação sincrotrônica é:

$$\epsilon(\nu) \sim n_R B^{(s+1)/2} \nu^{(s-1)/2},$$

onde ν é a frequência, B o campo magnético e n_R a densidade de elétrons relativísticos. O parâmetro s é o expoente do espectro de elétrons relativísticos $\propto E^{-s}$. Tipicamente, $s \sim 2.7$. Então, a emissividade aumenta com a diminuição da frequência. A frequência mais baixa que penetra a atmosfera é de 10 MHz. Campos magnéticos extragalácticos são mais facilmente detectados pela frequência sincrotrônica. Usando a frequência o menor possível nos possibilita detectar fontes muito distantes. O problema é que para saber o campo magnético B , precisamos saber n_R . Em geral, em nossa galáxia, a densidade de energia nos elétrons relativísticos é aproximadamente igual à densidade de energia de campo magnético. Essa aproximação é usada para fontes extragalácticas distantes na aplicação da expressão acima.

Um exemplo da aplicação da expressão é nos lóbulos da radiogaláxia gigante 2147 + 816. Observada em 1.4 GHz, verificam-se dois lóbulos enormes em radiação sincrotrônica com uma distância $\sim 1 \text{ Mpc}$ do núcleo. Uma quantidade enorme de energia magnética foi injetada nos lóbulos pelo núcleo da galáxia. Não é claro como isso foi feito.

Em aglomerados de galáxias podemos estudar o campo magnético pela rotação Faraday. Em geral, a radiação sincrotrônica é polarizada. Se observarmos uma fonte de radiação sincrotrônica polarizada atrás do aglomerado, a polarização será girada pelo fator $\sim \lambda^2 n_e B D$, onde λ é o comprimento de onda da radiação rádio, n_e a densidade de

elétrons não relativísticos no aglomerado e D o diâmetro angular do aglomerado. A luminosidade do aglomerado é gerada principalmente pela radiação de *bremsstrahlung* $\propto \bar{n}_e^2$. A massa de gás no aglomerado é ~ 10 vezes a massa das estrelas. O valor de B achado é $\sim 3\mu\text{G}$ (Kim et al., 1990), aproximadamente o que é observado em nossa galáxia. A temperatura do gás é $\sim 10^6$ K no aglomerado.

Um candidato para criar esses campos fortes em *redshifts* altos são os buracos negros massivos (Furlanetto & Loeb, 2001; Ensalin et al., 1998). Um outro candidato é na formação de estrelas (Kronberg, Lesch & Hopp, 1999; Voelk & Atoyan, 2000).

Amplificação por dínamo

Em geral, as sugestões para a origem de campos magnéticos primordiais deram valores muito pequenos $\leq 10^{-20}$ G. Então o problema principal com campos magnéticos primordiais é como amplificar campos magnéticos $\leq 10^{-20}$ G até os valores $\sim 0.1 - 1 \mu\text{G}$ observados. Foi sugerido por Eugene Parker (1966), Fritz Krause e colaboradores (Steenbeck et al., 1966) o efeito $\alpha - \Omega$ dínamo galáctico baseado na equação de indução magnética de Maxwell,

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) - \vec{\nabla} \times \eta (\vec{\nabla} \times \vec{B}),$$

onde \vec{v} é a velocidade de plasma e η é a constante de difusão magnética. Parker e Krause et al. descreveram como a energia cinética da rotação do disco pode amplificar os campos magnéticos. Eles mostraram que num tempo de vida de galáxia, ~ 5 bilhões de anos, um campo de $\sim 10^{-20}$ G pode ser amplificado até $\sim 10^{-6}$ G. Por exemplo, em cada rotação de disco, temos uma amplificação de campo pelo fator e . Nosso disco da galáxia já fez 60 voltas e podemos ter uma amplificação do campo inicial $\leq 10^{-20}$ G pelo fator e^{60} .

Porém, na última década observamos objetos com *redshifts* $z \sim 0.4 - 2$, os quais possuem idades $\sim 35\%$ a 75% da Via Láctea e todos têm \sim o mesmo campo magnético como a Via Láctea. Recentemente quasares e galáxias até $z \sim 6$ foram observados com idade $\sim 95\%$ da idade do universo e eles também possuem campos magnéticos $> \mu\text{G}$. Dínamos galácticos certamente não possuem o tempo necessário para criar esses campos.

Em geral temos $\sim 10 - 30 \mu\text{G}$ nas regiões centrais de aglomerados de galáxias, porém os campos podem atingir $\sim 70 \mu\text{G}$ (Taylor & Perley, 1993). Galáxias em todos os *redshifts* possuem campos magnéticos $> 1 \mu\text{G}$ (Kronberg, 1994). Essa evidência talvez implique que precisamos de campos $> 1 \mu\text{G}$ para formar galáxias. As evidências de que campos magnéticos em grande escala não foram produzidos por efeito dínamo, o modelo padrão para amplificar campos magnéticos primordiais, são:

- 1) As Nuvens de Magalhães possuem campos magnéticos $\sim 3 \mu\text{G}$ como a Via Láctea, mas giram muito mais lentamente;
- 2) Existem sistemas em altos *redshifts* quando o efeito dínamo não teve tempo suficiente para gerar $\sim \mu\text{G}$ de campos magnéticos.

Flutuações de plasma

As flutuações de plasma podem ser as origens de um campo magnético primordial. A densidade de energia $\epsilon_B = B^2/8\pi$ das flutuações do campo magnético com frequência zero no universo primordial (Opher & Opher, 1997a, 1997b, 1999) é:

$$\epsilon_B = \frac{B^2}{8\pi} \sim T n^{3/2},$$

onde ϵ_B é aproximadamente igual à densidade de energia no pico de corpo negro, quando o universo tinha uma temperatura $T \sim 1 \text{ MeV}$.

$\varepsilon_B \propto \eta^{-1}$, onde η é a taxa de dissipação do campo magnético dado pela expressão:

$$\eta = 2.91 \times 10^{-6} n T^{-3/2} \ln \Lambda s^{-1},$$

onde $\ln \Lambda \approx 20$.

Temos bolhas de campo magnético com tamanho:

$$\lambda = 2\pi \frac{c}{w_p} (n\tau)^{1/2},$$

onde w_p é a frequência de plasma e τ é o tempo de vida da bolha, $\tau \propto \lambda^2$.

Acoplamento do eletromagnetismo e rotação

Uma teoria do acoplamento do eletromagnetismo com rotação para criar campos magnéticos foi sugerida por Opher e Wichoski (1997). Eles sugeriram a relação

$$\frac{\beta \sqrt{G}}{2c} L(\text{momento angular de matéria neutra}) = m(\text{Momento de dipolo magnético})$$

a partir das observações do Sol, Lua, planetas e pulsares, temos que $\beta \sim 0.01-1$. Eles usaram $\beta \sim 0.1$ e a teoria de origem de L por forças de maré em galáxias e acharam um valor para o campo magnético em galáxias $B \sim 10^{-6}-10^{-5}$ G.

Jatos de núcleos ativos de galáxias

Jafelice e Opher (1992) sugeriram que campos magnéticos intergalácticos podem ser criados por correntes elétricas saindo de jatos de núcleos ativos de galáxias. A resistividade intergaláctica é suficientemente baixa para que essas correntes possam permanecer sem serem amortecidas para um tempo aproximadamente igual à idade do universo. A corrente nos jatos é

criada pela instabilidade Kelvin-Helmholtz, devido à velocidade entre a superfície do jato e o meio intergaláctico. Uma variação no campo magnético de $(\Delta B/B) \sim 10^{-4}$ é criada. Este $(\Delta B/B)$ cria uma corrente elétrica $I \geq 10^{18}$ A (Jafelice et al., 1990).

Recentemente, Koide et al. (2002) fizeram simulações numéricas para mostrar como a energia pode ser extraída do buraco negro gerando um *Kerr black hole* e formando um jato.

Li et al. (2001) e Colgate et al. (2001) mostraram como a energia pode ser extraída de matéria caindo no buraco negro. Na parte exterior do disco de acreção o momento angular é transferido para fora pelos vórtices (turbilhões), deixando a matéria chegar para a parte interior do disco. Aqui estrelas perfuraram o disco, esticando as linhas do campo magnético. Devido à rotação e *shearing* do disco, esses campos magnéticos esticados são transformados em um campo helicoidal que eventualmente carrega uma corrente elétrica de $\sim 10^{19}$ A. Essa corrente forma um jato que é ejetado perpendicularmente ao disco. As velocidades das estrelas são ~ 20.000 km/s e o campo magnético no disco interior é ~ 30 kilogauss.

Turbulência e amplificação de campos magnéticos

Medina-Tanco et al. (1997) estudaram a estrutura do campo de velocidades e a turbulência na região HII NGC 604 da galáxia M33 no grupo local em uma distância de 729 kpc. Usaram a função de autocorrelação de velocidade V :

$$F_1(r) = \langle V(x)V(x+r) \rangle$$

e a função de estrutura de segunda ordem

$$F_2(r) = \langle [V(x) - V(x+r)]^2 \rangle,$$

onde x é a posição de um ponto na nuvem e $x+r$ é um outro ponto a uma distância r

do primeiro ponto.

Para uma turbulência 3D de Kolmogorov, estruturas grandes decaem em estruturas pequenas. A densidade de energia tem uma dependência com a distância da forma

$$E(r) \sim r^{5/3}.$$

Temos para F_2

$$F_2(r) \sim r^{2/3}.$$

Para uma turbulência em duas dimensões (2D), estruturas grandes decaem em estruturas pequenas (em cascatas). Temos para a densidade de energia e F_2 :

$$E(r) \sim r^3,$$

$$F_2(r) \sim r^2.$$

Para uma cascata inversa, em que de pequenas escalas criam-se estruturas grandes, temos que:

$$E(r) \sim r^{5/3},$$

$$F_2(r) \sim r^{2/3}.$$

As observações de Medina-Tanco et al. (1997) mostraram que a função $F_2(r)$ da região HII de NGC 604 sobe com $\sim r^{1.55}$ até ~ 10 pc e depois sobe mais lentamente $\sim r^{0.78}$ para $r > 10$ pc. A interpretação dos dados é que existe a injeção de energia de estrelas quentes (e.g. Wolf-Rayet) em $r \sim 10$ pc, criando uma turbulência de cascata inversa 2D para $r > 10$ pc e uma cascata para $r < 10$ pc. A previsão é de $F_2(r) \sim r^{0.67}$ e a observação nos dá $F_2(r) \sim r^{0.78}$. Para $r < 10$ pc temos a previsão $F_2(r) \sim r^{2.0}$ e a observação dá $F_2(r) \sim r^{1.55}$. A discrepância pode ser devida à profundidade óptica.

Kandus, Opher e Barros (2004) sugeriram que turbulência helicoidal estocástica amplifica um campo magnético semente ($\sim 10^{-20}$ G) até a ordem de μ G, o que está observado em objetos de *redshifts* ~ 5 . Eles estudaram uma nuvem não-ionizada típica em $z \sim 10$ e examinaram o efeito na amplificação

do campo magnético dínamo estocástico até o *redshift* $z \sim 5$. Eles acharam para campos magnéticos sementes iniciais no *redshift* $10 < 10^{-19}$ G que todos aumentaram e atingiram uma saturação rápida de $\sim 10^{-6}$ G depois de um tempo relativamente curto $\sim 5 \times 10^6$ anos. Acharam um campo magnético final de $\sim 3 \times 10^{-6}$ G, $\sim 4 \times 10^{-6}$ G e 6×10^{-6} G para velocidades de turbulência $V = 30, 45$, e 96 km/s, respectivamente.

Kulsrud et al. (1997) demonstraram que campos magnéticos fortes são produzidos a partir de um campo magnético inicial zero, quando as galáxias se formam. Campos magnéticos fracos são criados pelo mecanismo de Bierman quando o gradiente de densidade não é paralelo ao gradiente de temperatura. Os campos magnéticos fracos na protogaláxia são amplificados pela turbulência Kolmogorov até se saturarem. A intensidade do campo magnético aumenta até a equipartição, e o comprimento de coerência do campo aumenta da pequena escala até a escala galáctica.

Por muito tempo o mecanismo de dínamo foi o mais aceito para explicar os campos magnéticos observados no universo (Dolginov, 1988). A principal crítica levantada é que ele despreza a grande amplificação de campos magnéticos de pequena escala que atingem a equipartição, finalizando o processo antes que um campo coerente possa se desenvolver em escalas galácticas. O mecanismo de dínamo é finalizado quando os valores das energias magnéticas e cinética se igualam, atingindo o que é chamado de equipartição da energia.

Estrelas

Valée (1994) notou que a formação de estrelas está ligada ao campo magnético local. Totani (1999) sugeriu que *starbursts* são devidos a um campo magnético forte e mostra evidências que uma galáxia o que é um *starburst galaxy*, M82, possui um campo magnético particularmente forte $\sim 10 \mu$ G. A explicação é que o freamento magnético (*magnetic braking*) é necessá-

rio na formação de estrelas.

Apesar de sabermos pouco sobre o mecanismo de formação de estrelas, a importância da ação dos campos magnéticos nesse processo parece ser indiscutível. Tanto a taxa de formação estelar quanto a IMF devem sofrer efeitos decorrentes da existência de campos magnéticos primordiais ou protogalácticos. Wassermann (1978) assumiu a existência de um campo magnético randômico na época da recombinação, que poderia agir como uma fonte de flutuações de densidade para escalas galácticas. Ele estimou que para produzir um contraste de densidade de $\delta \approx 1$ hoje em uma escala L , de modo a induzir a formação de estruturas nessa escala, seria necessário o valor do campo magnético hoje $B_0(L) \sim 10^{-9} (L/\text{Mpc}) \Omega h^2 \text{G}$. Esse campo magnético é razoável e nos leva a crer que campos magnéticos primordiais possam influenciar a formação de estruturas (Peebles, 1993). Kim, Olinat e Rosner (1996) desenvolveram o trabalho de Wasserman (1978), e Araújo e Opher (1997) mostraram que o campo magnético hoje de $\sim 10^{-9} \text{G}$ influenciou a formação de grandes regiões vazias observadas em larga escala.

Um argumento contra a idéia de que a origem de campos magnéticos está em *starburst galaxies* é que a quantidade de energia em campos magnéticos no universo dá a indicação de que ele é maior do que a energia nuclear de todas as estrelas. Por exemplo, a energia de campos magnéticos nos lóbulos da radiogaláxia 2147 + 816 é maior do que a energia nuclear de suas estrelas. A energia em raios cósmicos e campos magnéticos nos lóbulos de rádio é comparável à energia de acreção de buraco negro massivo no centro da galáxia.

Formação de vazios de galáxias

Foi mostrado que um campo magnético primordial na época de recombinação $\sim 0.1 \text{G}$ pode formar vazios de galáxias (Araújo e Opher, 1997).

Radiação cósmica de fundo em microondas

Um importante mecanismo para verificar a existência de campos magnéticos primordiais é a medida de rotação Faraday da polarização da radiação cósmica de fundo em microondas (RCFM). Kosowsky e Loeb (1996) mostraram que um campo magnético primordial com um valor atual de 10^{-9}G gera uma rotação Faraday de aproximadamente 1° na RCFM em uma frequência de 30GHz .

Subramanian e Barrow (1998) mostraram que um campo magnético hoje de $\sim 3 \times 10^{-9} \text{G}$ criou anisotropias no CMB de $\Delta T \sim 10 \mu\text{K}$ para ângulos de separação $\Delta\theta \sim 10$ minutos de arco.

Formação de estruturas no universo

Caso a origem do campo magnético cósmico seja primordial ou protogaláctica, o campo magnético pode ter tido um importante papel no processo de formação de estruturas no universo. Alguns dos primeiros autores a investigarem essa possibilidade foram Peebles (1967), Rees e Rheinhardt (1972) e Wassermann (1978).

Reionização do universo

Haiman, Rees e Loeb (1997) investigaram a influência de campos magnéticos no processo de reionização do universo.

Campo magnético fora de aglomerados de galáxias

O campo magnético fora do aglomerado Coma foi observado com o Westerbork Synthesis Radio Telescope na Holanda na frequência de 326MHz (Kim et al., 1989). Campos magnéticos $\sim 0.1 \mu\text{G}$

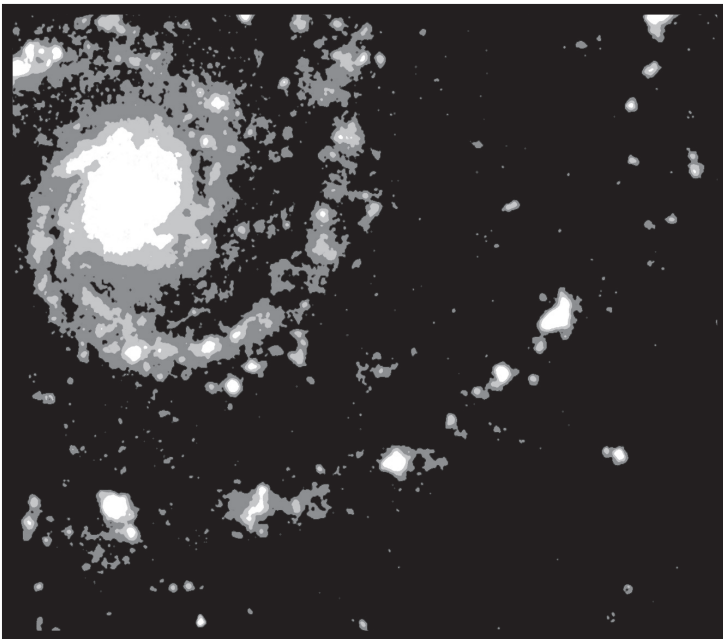
são observados.

Na galáxia perto de nós, Messier 82, estamos observando a ejeção de raios cósmicos relativísticos, gás ionizado quente ($\sim 10^7\text{K}$), campos magnéticos e gás frio neutro num halo de $\sim 10\text{kpc}$ que possui um campo magnético $> 10\mu\text{G}$. Essa fase de *starburst* pode durar $\sim 10^7$ anos, o tempo de vida de estrelas massivas. O universo primordial podia ter muitas galáxias anãs e a energia cinética ejetaria o campo magnético no meio intergaláctico devido ao poço gravitacional fraco de galáxias anãs.

A IMPORTÂNCIA DA INSTABILIDADE TÉRMICA NA FORMAÇÃO DOS PRIMEIROS OBJETOS

Introdução

Com uma instabilidade térmica indo do estado (1) para o estado (2), temos $T_2 < T_1$



se $T^{-2}\Lambda(T)$ aumenta quando T diminui, onde $\Lambda(T)$ é a função de esfriamento em função da temperatura T . Se temos $\Lambda=KT^\alpha$ onde K é uma constante, exigimos $\alpha > 0$ para ter uma instabilidade térmica.

Machos

Machos (Massive Compact Halo Objects) não podem ser anãs brancas mortas pela previsão da teoria da evolução estelar. A razão é que os Machos são 100 vezes mais abundantes do que está previsto pela teoria da evolução estelar (se os Machos fossem anãs brancas mortas) e a poluição química dessa quantidade de anãs brancas não é observada. Talvez eles não tenham sido formados de maneira comum pela evolução estelar que cria a poluição química.

Então, o desafio é se podemos formar objetos primordiais de massas solares sem reações nucleares.

Em princípio, podemos formar objetos de massa solar sem reações nucleares se a acreção é suficientemente lenta (e.g., $10^{-11} M_\odot/\text{ano}$).

Taxa de acreção

A taxa de acreção sobre uma massa M num meio de densidade de partículas $n\text{ (cm}^3\text{)}$ com uma velocidade de partículas V_g (Bondi, 1953) é:

$$\dot{M} = 10^{-11} M_\odot \text{ano}^{-1} \left(\frac{M}{0.1 M_\odot} \right)^2 \left(\frac{5 \text{ km/s}}{V_g} \right)^3 \left(\frac{n}{10^6} \right).$$

A partir de cálculos detalhados, a temperatura de uma massa M se formando com a taxa de acreção \dot{M} é:

$$T_{\text{eff}} = 5780 \left(\frac{M}{0.1 M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-10} M_\odot \text{ano}^{-1}} \right)^{1/4}.$$

Podemos comparar a taxa de acreção de Bondi (1953) de $\sim 10^{-11} M_\odot/\text{ano}$ para uma massa de $0.1 M_\odot$ com a taxa de acreção de-

vido à instabilidade térmica de Jeans (Shu, 1977):

$$\dot{M} = 8.05 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ano}^{-1} \left[\left(\frac{T}{30K} \right)^{3/2} \left(\frac{2.326}{\mu} \right)^{3/2} \right]$$

o que é muito maior.

Anã marrom

Um estudo de acreção de uma anã marrom foi feito por Salpeter (1992). O raio, na temperatura $T = 0$, é:

$$R_* = \left(\frac{M}{0.1 M_{\odot}} \right)^{-1/3} 4.73 \times 10^9 \text{cm}.$$

Podemos notar que o raio diminui com um aumento de massa.

FORMAÇÃO DE ESTRELAS

Lynden-bell e Tout (2001) investigaram a possibilidade de formação de estrelas frias pela instabilidade térmica. Inicialmente, na formação de uma estrela, a gravidade não é importante. Para uma nuvem de massa $M \sim 1 M_{\odot}$ com densidade típica da nuvem molecular $n \sim 100 \text{cm}^{-3}$, a velocidade de escape é $V_{\text{esc}} \sim 0.1 \text{ km/s}$.

Aglomerados globulares

Fall e Rees (1985) investigaram a origem de aglomerados globulares devido a uma instabilidade térmica. Quando a nuvem colapsou e virializou, a temperatura foi $T_{\text{vir}} \sim 2 \times 10^6 \text{ K}$. Vamos definir $\beta = \tau_{\text{ff}} / \tau_c$, onde τ_{ff} é o tempo para queda livre gravitacional e τ_c é o tempo de esfriamento. Temos $\beta \propto \Lambda L(T) / R^2$, onde R é o raio da nuvem. Quando R é menor, β aumenta (esfriamento mais importante). Devido à instabilidade térmica, temos duas fases: a fase quente ($\sim 10^6 \text{ K}$) e a fase fria ($\sim 10^4 \text{ K}$).

Nuvens moleculares

Burker e Lin (2000) investigaram a instabilidade térmica e a formação de nuvens moleculares.

Filamentos em lóbulos de rádio e remanescentes de supernovas

Gouveia Dal Pino e Opher (1989a, 1989b, 1990, 1993) investigaram a instabilidade térmica-síncrotron-Compton-inverso. Eles estudaram a criação dos filamentos observados em lóbulos de radiojatos e remanescentes de supernovas.

Nuvens em quasares

A presença das nuvens em quasares, que emitem as linhas de emissão observadas, é particularmente difícil de explicar. Elas têm uma temperatura $\sim 10^4 \text{ K}$, em um ambiente de radiação intensa (proveniente do núcleo de quasares) de temperatura de $\sim 2 \times 10^7 \text{ K}$. Gonçalves, Jatenco-Pereira e Opher (1993) conseguiram explicar a criação dessas nuvens pela instabilidade térmica onde as nuvens são aquecidas por fotoionização e ondas Alfvén.

Planetas

Não existe uma teoria geral que explique como planetas se formam de poeira. Talvez uma instabilidade térmica tenha ajudado a formá-los. Os planetas descobertos fora do sistema solar, os exoplanetas, têm em geral grandes massas (maiores que a massa de Júpiter) e as estrelas-mãe são ricas em metais. Regiões ricas em metais implicam muita poeira. Talvez a poeira tenha ajudado a criar instabilidade térmica necessária para criar os planetas observados.

Foram descobertos planetas isolados, sem estar perto de nenhuma estrela (Zapatero, 2000).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABEL et al. *ApJ* 508, 518 (1998).
- ARAÚJO, J. C. N de & OPHER R. *MNRAS* 231, 929 (1988).
- _____. *MNRAS* 239, 371 (1989).
- _____. *ApJ* 350, 502 (1990).
- _____. *MNRAS* 379, 461 (1991).
- _____. *MNRAS* 403 26 (1993).
- BARKANA, R. & LOEB, A. *Astro-Ph/0001326*.
- _____. *ApJ* 523, 54 (1999).
- BECLER et al. *Astro-Ph/0108097*.
- BEGELMAN; BLANDFORD & REES. *Nature* 287, 307 (1980).
- BLAIN et al. *MNRAS* 309, 715 (1999).
- BLASI, P.; OLINTO, A. V. & STEBLENS, A. *Astro-Ph/0001471*.
- BOND; ARNETH & CARR. *ApJ* 280, 825 (1984).
- BONDI. *MNRAS* 112, 195 (1952)
- BONNEL, I. A; BATE, M. R. & ZINNECLER, H. *MNRAS* 298, 93 (1998).
- BROMM; CAPPI & LARSON. *ApJ* L 527, 5 (1999).
- BRANDENBERG, A.; ENQUIST, K. & OLESON, P. *Phys.Rev.D* 54, 1291 (1996).
- BURKER, A. & LIN, D. N. C. *ApJ* 537, 270 (2000).
- CALVET, N. & MUZERALLE, J. *Open Issues in Local Star Formation*. Eds. J. Lepine e J. Gregório-Hetem. Dordrecht, Kluwer Academic Publisher, 2003, p. 99.
- COLGATE, S.; LI, H. & PARIES, V. *Phys. of Plasmas* 8, 2425 (2001).
- DEKEL, A. *Astro-Ph/0401503*.
- DIORGOVSKI et al. *Astro-Ph/0108064*.
- DOLGINOV, A. Z. *Physics Reports* 162, 333 (1988).
- DOUGADOS, C. et al. *Open Issues in Local Star Formation*. Eds. J. Lepine e J. Gregório-Hetem. Dordrecht, Kluwer Academic Publisher, 2003, p. 213.
- ENSSLIN, T. et al. *Astron.Ap.* 511, 56 (1999).
- EVANS, N. J. & ANN, R. *Astron. Ap.* 37, 311 (1999).
- FALL, S. M & REES, M. J. *ApJ* 298, 18 (1985)
- FOX, D. C. & LOEB, A. *ApJ* 491, 459 (1997).
- FURLANETTO, S. R & LOEB, A. *ApJ* 556, 619 (2001).
- GARAY, G. & LAZARO, S. *Publ. Astron. Soc. Pacific* 111, 1049 (1999).
- GARAY, G. et al. *ApJ* 579, 678 (2002).
- GONÇALVES, D. R.; JATENCO-PEREIRA, V. & OPHER, R. *ApJ* 414, 57 (1993).
- GOUVEIA DAL PINO, E. M. de & OPHER, R. *ApJ* 342, 689 (1989).
- _____. *MNRAS* 240, 573 (1989).
- _____. *Astron.Ap.* 231, 571 (1990).
- _____. *MNRAS* 263, 687 (1993).
- GUENTER, E. W.; LEHMANN, H.; EMERSON, J. P. & STAUDE, J. *Astron. Ap.* 341, 768 (1999).
- GULLBRING, E.; CALVET, N.; MUZERALLE, J. & HARTMANN, L. *ApJ* 544, 927 (2000).
- HAIMAN, Z.; RESS, M. J. & LOEB, A. *ApJ* 476, 458 (1997).
- HARTMANN, L.; CALVEL, N.; GULLBRING, E. & D'ALESSIO, P. *ApJ* 495, 385 (1998).
- HARTMANN, L. *Open Issues in Local Star Formation*. Eds. J. Lepine e J. Gregório-Hetem. Dordrecht, Kluwer Academic Publisher, 2003, p. 205.
- JAFELICE L. C.; OPHER, R.; ASSIS, A. & BUSNARDO-NETO, J. *ApJ* 348, 61 (1990).
- JAFELICE L. C. & OPHER, R. *Int. Astron.Union Symp.* 140, 497 (1990).
- _____. *MNRAS* 257, 135 (1992).
- JOHNS-KRULL, C. M.; VALENTI, J. A. & KORESKO, C. *ApJ* 519, 900 (1999).
- KANDUS, A.; OPHER, R. & BARROS, S. R. M. *Astro-Ph/0403346*.
- KENNICUTT. *ARA* 36, 189 (1998).
- KIM, K. T.; KRONBERG, P. P.; GIOVANNINI, G. & VENTURI, T. *Nature* 341, 720 (1989).
- KIM, K. T.; KRONBERG, P. P.; DEWDNEY, P. E. & LANDECKER, T. *ApJ* 355, 29 (1990).
- KIRN, E.; OLINTA, A. & ROSNER, R. *ApJ* 468, 28 (1996).

KOIDE, S.; SHIBATA, K.; KUDAH, T. & MEIER, D. L. *Science* 295, 1688 (2002).

KOSOWSKY, A & LOEB, A. *ApJ* 469 (1996).

KRONBERG, P. P. *Reports Progress in Physics* 57, 325 (1994).

_____. *Physics Today* 40 (2002).

KULSRUD, R. M.; CEN, R.; OSTRICKER, J. P. & RYN, R. *ApJ* 480, 481 (1997).

LARSON, R. B. *Astro-ph/9912539*.

LI, H.; COLGATE, S.; WENDRAFF, B. & LISKA, R. *ApJ* 551, 874 (2001).

LUHMAN, K.; RICKE, G.; YOUNG, E. et al. *ApJ* 540, 1016 (2000).

LYNDEN-BELL, D. & TOUT, C. A. *Astro-Ph/0105009*.

MAEDER, A. & BEHREND, R. *Ap e Sp. Sci.* 281, 75 (2002).

MARDONES, D. *Open Issues in Local Star Formation*. Eds. J. Lepine e J. Gregório-Hetem. Dordrecht, Kluwer Academic Publisher, 2003, p. 359.

MEDINA-TANCO, G. A. & OPPER, R. *Astron-Ap.* 240, 178 (1990).

MEDINA-TANCO, G.A.; SABALISCK, N.; JATENCO-PEREIRA & OPPER, R. *ApJ* 487, 163 (1997).

MIHAS & HERNQUIST, *ApJ* 425, 13 (1996).

MIRANDA, O. D & OPPER, R. *MNRAS* 283, 912 (1996).

_____. *ApJ* 482, 5573 (1997).

_____. *MNRAS* 283, 912 (1996).

_____. *ApJ* 482, 573 (1997).

MIRANDA, O. D.; OPPER, M. & OPPER, R. *MNRAS* 301, 547 (1998).

NALCAMARA & UMEMURA. *ApJ* 515, 239 (1999).

OARDI & LOEB. *ApJ* 540, 687 (2000).

OLIVEIRA, S. R.; MIRANDA, O. D.; ARAÚJO, J. C. N de & OPPER, R. *MNRAS* 301, 101 (1998).

OLIVEIRA, S. R. & OPPER, R. *MNRAS* 301, 115 (1998).

OPPER, R. & WICHOSKI, U. F. *Phys. Rev. Lett.* 78, 787 (1997).

OPPER, R.; PIRES, N. & ARAÚJO, J. C. N. de. *MNRAS* 285, 8 (1997).

OPPER, R. *Open Issues in Local Star Formation*. Eds. J. Lepine e J. Gregório-Hetem. Dordrecht, Kluwer Academic Publisher, 2003, p. 311.

OSÓRIO, M.; LIZANO, S. & D'ALESSION, P. *ApJ* 525, 809 (1999).

PARKER, E. N. *ApJ* 145, 811 (1966).

PEEBLES, P. J. *ApJ* 147, 859 (1967).

_____. *Principles of Physical Cosmology*. Princeton University Press, 1993.

PELLO, R.; SCHAEFER, D.; RICHARD, J.; LE BORGUE, J. F & KNEIT, J. P. *Astro-Ph/0403025*.

PRESS & SCHEBTER. *ApJ* 187, 425 (1974).

REES, M. J. & RHEINHARDT, M. *Astron. Astrophysics* 19, 189 (1972).

SALPETER, E. E. *ApJ* 121, 161 (1955).

_____. *ApJ* 393, 258 (1992).

SHU, F. *ApJ* 214, 488 (1977).

SUBRAMANIAN, K. & BARROW, J. D. *Phys. Rev. Lett.* 81, 3575 (1998).

STEENBECK, M.; KRAUSS, F.; RAEDLER, H. & NALURFORSCH, Z. 21, 369 (1966).

TAYLOR, G. B & PERLEY, R. A. *ApJ* 416, 554 (1993).

TAJIMA, T.; CABLE, S.; SIBATA, K. & KULSRUD, R. M. *ApJ* 390, 309 (1992).

TOTANI, T. & KITAYAMA, T. *Astro-Ph/0006176*.

UEHARA et al. *ApJ L* 473, 95 (1996).

VALLÉE, J. P. *ApJ* 433, 778 (1994).

VASCONCELOS, M. J.; JATENCO-PEREIRA, V. & OPPER, R. *ApJ* 534, 967 (2001).

VOELKE, H. J. & ATOYAN, A. *ApJ* 541, 88 (2000).

WASSERMAN, I. *ApJ* 224, 337 (1978).

WAXMAN, E. & LOEB, A. *Astro-Ph/0007049*.

YORKE, H.W. & SONNBALTER, C. *ApJ* 569, 846 (2002).

ZAPATERO et al. *Science* 290, 103 (2000).

ZINNECKER, H. *Open Issues in Local Star Formation*. Eds. J. Lepine e J. Gregório-Hetem. Dordrecht, Kluwer Academic Publisher, 2003, p. 17.

ZWEIBEL, E. G. & HEILES, C. *Nature* 385, 131 (1997).